



TITLE:

非定常空気力特性の実験的解明その2:2次元角柱に作用する非定常空気力特性

AUTHOR(S):

白土, 博通; 前田, 耕治; 加藤, 嘉昭; 高杉, 祐仁; 佐々木, 治

CITATION:

白土, 博通 ...[et al]. 非定常空気力特性の実験的解明その2:2次元角柱に作用する非定常空気力特性. JWE: 日本風工学会誌: Journal of Wind Engineering 2010, 123: 130-138

ISSUE DATE:

2010-04

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/153385>

RIGHT:

日本風工学会



特集



突風の正体とその解明

非定常空気力特性の実験的解明

— その2 2次元角柱に作用する非定常空気力特性 —

Experimental Study on Transient Aerodynamic Force due to Gusty Wind -2-D rectangular sections-

白土博通^{*1}

前田耕治^{*2}

加藤嘉昭^{*3}

高杉祐仁^{*4}

佐々木治^{*5}

Hiromichi SHIRATO, Koji MAETA, Yoshiaki KATO, Yuji TAKASUGI, Osamu SASAKI

SUMMARY

Transient characteristics of drag and lift forces on 2-D rectangular prisms and a circular cylinder under sudden increase of wind velocity are investigated through wind tunnel experiments. When the approaching wind velocity increases suddenly, the drag force on a rectangular cylinder shows overshoot for a moment before it approaches to steady-state level. The formation of twin vortices in early stage of the wind velocity increase plays an important role, which makes the base pressure remain in low level for longer time than those for the pressure on front surface. The inertia force also contributes to the overshoot. As for the lift force on a square cylinder with slight angle of attack, lower wind velocity in initial stage yields the separation bubble on the upper side surface which gives a significant role to generate up lift peak for a moment, although the lift force converges to downward in quasi-steady situation.

Key words: Transient Aerodynamic Force, Gusty Wind, 2-D Bluff Body

1. まえがき

竜巻やダウンバーストに起因する構造物、車両の被害が報告され、その予測システムや災害低減対策構築の必要性が指摘されている。日本の竜巻（またはダウンバースト）は年間約17個（1991～2006年の統計）発生し¹⁾、その強さは最大で藤田スケールF3クラス（最大瞬間風速70～92m/s）と言われている。竜巻による飛散物も構造物に損傷を招く大きな原因と言われている。屋根瓦や破損した部材等の飛散物によって建物の窓や外装材が破損する被害は竜巻被

害の最も典型的なものに挙げられる。このような風速が道路橋示方書²⁾や建築物荷重指針³⁾に基づいて設計された構造物に作用する場合、変形や破損等の損傷が一部生じる可能性があるものの、構造物全体が崩壊に至ることはないと考えて差し支えない⁴⁾。さらに竜巻の強風域は限られていることから、ある特定の地点、地域が竜巻の強風域に入る（すなわち竜巻に襲われる）確率は非常に小さく、日本の竜巻の多くが発生する沿岸地域に限定しても 10^4 km^2 あたりの年平均発生個数は約1.4個に過ぎない⁵⁾。

*1 京都大学工学研究科社会基盤工学専攻 教授

Professor, Department of Civil and Earth Resources Engineering, Kyoto University

*2 三菱重工業㈱高砂研究所（研究当時京都大学大学院生）

Takasago Research and Development Center, Mitsubishi Heavy Industries, Ltd. (Former graduate student)

*3 鹿島建設㈱（研究当時京都大学大学院生）

Kajima Corporation (Former graduate student)

*4 ㈱キーエンス（研究当時京都大学学生）

Keyence Corporation (Former undergraduate student)

*5 京都大学工学研究科社会基盤工学専攻 大学院生

Graduate student, Department of Civil and Earth Resources Engineering, Kyoto University

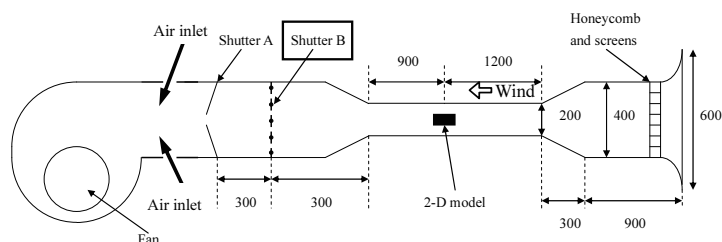


図 1 突風風洞

Fig.1 Gusty wind tunnel

しかしながら、例えば原子力発電施設や液化天然ガス貯蔵施設に代表される危険度施設（hazardous facilities⁶⁾）では、一部に損傷が生じた場合、施設の機能や人的影響は決して小さくは無く、発生頻度は低いものの、その影響度がきわめて大きい施設の安全性は、他の一般構造物に比べて十分に高いものでなければならない。

竜巻による風速の時間変動は、竜巻の規模、移動速度、および対象地点と竜巻中心との相対位置により大きく変化する。とくに対象地点やその近傍を竜巻が通過する際には短時間に大きく風速、風向が変化するものと考えられる。短時間に風速が急変する際の過渡空気力については従来より多くの研究がなされ、風速急増時の抗力に準定常値を超える overshoot が現れる場合があること^{7)~11)}、正方形柱などギャロッピングを生じる断面の揚力は、微小迎角のもとでは up lift が瞬間的に発生した後、down lift 方向の準定常値へ漸近する過渡特性を示すこと¹²⁾、などが既に報告されている。

本調査では、竜巻や突風が構造物を直接襲う場

合を想定し、風速が短時間のうちに急激に増加する状況下で構造物に発生する抗力の過渡特性について、とくに表面圧力の過渡特性よりその発生機構について考察を加える¹³⁾。また、微小迎角をもつ矩形断面の過渡揚力の発生機構について、表面圧力と流れの可視化から検討を加えるものである。対象構造物は後述のように断面の幅 (B) と高さ (D) を変えた複数の 2 次元矩形断面および円柱とした。なお、過渡揚力については正方形を対象断面とする。これは、地面の影響を受けない空中の構造物の断面に相当する。

2. 風洞実験概要

2 次元角柱に作用する風速急変時の過渡抗力は、図 1 および図 2 に示す京都大学工学研究科社会基盤工学専攻の吸い込み式小型風洞を用いて計測された。測定洞は幅 200mm、高さ 200mm であり、模型下流側の Shutter B を急激に開放することにより測定洞内に風速急増を再現できる。急増後の平均風速は、Shutter A の開度を調節し、洞内流量を調節して所定の値にセットすることができる。

模型は、スパン方向に断面が一様な 2 次元の角柱および円柱であり、角柱は、断面の幅（主流に平行な面の長さ） B と高さ（気流直角方向の見つけ幅） D の比 B/D を 0.5, 1.0, 2.0 および 5.0 の 4 種類とした。円柱模型の直径、および矩形断面の高さ D はすべて 30mm であり、模型スパン長は 180mm である。ロードセルによる空気力測定用模型と、表面圧力測定用模型の 2 種類を使用し、後者は模型スパン中央部の断面表面に圧力孔が設けられており、模型内部の導圧管を経て模型両端部へ圧力を導く構造とな



図 2 突風風洞外観

Fig.2 Overview of gusty wind tunnel

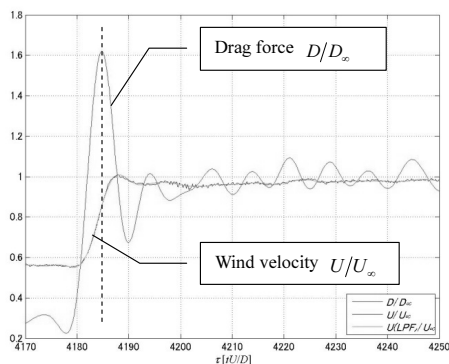
っている。抗力に対応する角柱模型前面と背面には各断面、各面ともに5個の圧力孔が設置され、円柱は等間隔に計20個の圧力孔が設けられている。風洞閉塞率はすべて15%であり、測定値に影響を及ぼすものと考えられるが、本研究では計測値に対してとくに補正は行っていない。過渡状態の空力特性に及ぼす効果やその補正法に関する知見については別途検討する必要があるものと考えられる。

過渡抗力は模型両端のロードセル（日章電気、LMC-3501-5N）により、また表面圧力は多点圧力計測システム（Scanivalve, ZOC-17）によりそれぞれ計測した。風洞内静圧は風洞床面の圧力とし、模型表面圧力と同時に計測した。風洞内風速はI型プローブ付き熱線流速計（日本カノマックス, Model 1008,

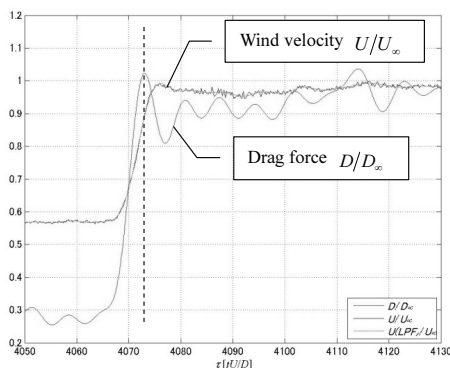
1011, 1017）により計測した。すべてのデータは周波数1kHzでデジタル値として同時収録された。

3. 過渡抗力

図3および図4にロードセルにより計測された過渡抗力および主流方向の風速をそれぞれ定常値で無次元化して示す。すべての波形は40Hzのローパスフィルターを通じたものである。定常値に達した後にみられる抗力の時間変動は、シャッターの急開によるノイズが主な原因である。図中破線は抗力がピークを示した瞬間を示し、図3に示す $B/D=2.0$ や 5.0 の比較的偏平な断面では風速が増加する途中でピークを迎えるのに対し、図4に示す $B/D=0.5$ や円柱では風速が定常値に達するほぼ同時刻で抗力のピークが現れており、断面辺長比に



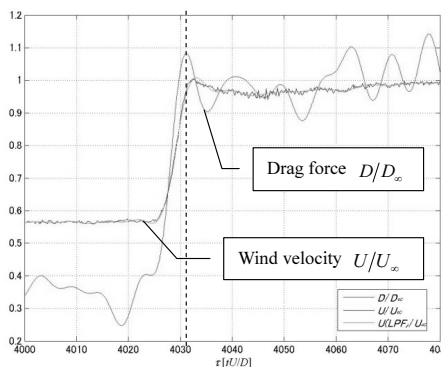
(a) $B/D=5.0$ rectangular, $U_0=4.08\text{m/s}$



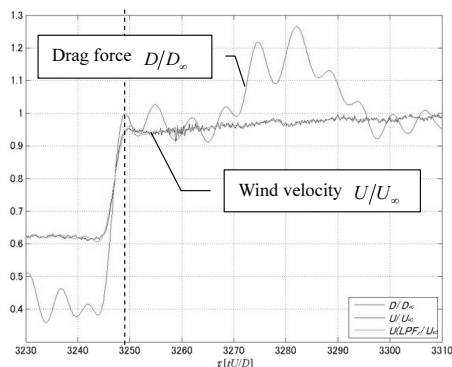
(b) $B/D=2.0$ rectangular, $U_0=3.99\text{m/s}$

図3 風速急増時の過渡抗力

Fig.3 Transient drag force by sudden increase of wind velocity



(a) Circular, $U_0=4.01\text{m/s}$



(b) $B/D=0.5$ rectangular, $U_0=3.06\text{m/s}$

図4 風速急増時の過渡抗力

Fig.4 Transient drag force due to sudden increase of wind velocity

より抗力のピーク発生時刻に若干の差が認められ、比較的偏平な断面の方がより早い時点でピークが発生する傾向がうかがえる。また、ピークの高さは偏平な断面の方がより大きく表れる傾向が認められる。

図5には、 $B/D=5.0$ 矩形断面の模型表面（前面および背面）圧力の過渡特性を示す。図中、それぞれ風洞内静圧、および定常値で無次元化した主流風速、抗力、シャッター開度を併せて示す。なお、抗力は前面および背面の圧力の積分値として得られたものである。破線は抗力がピークをとる時刻を波形にもとづき示すものであり、一転鎖線は前面および背面の圧力がほぼ最大値に達する瞬間を示す。破線と一点鎖線の両者の間には無次元時間 $\tau = Ut/b$ (U : 主流風速[m/s] (定常値), t : 実時間[s], b : 断面半幅員[m] ($b = B/2$)) で約 2.5 の差が存在の時間差が存在し、前面圧力および背面の圧力ピークは抗力のピーク発生と同時にではなく、両者は直接関係していないことが分かる。図中に同時に示す風洞内静圧の波形は、風速の増加に急激に減少し、負のピークをとった後に再び急激に回復し定常値に達しているものの、この負のピーク発生時刻とも抗力ピークの発生時刻は一致していない。

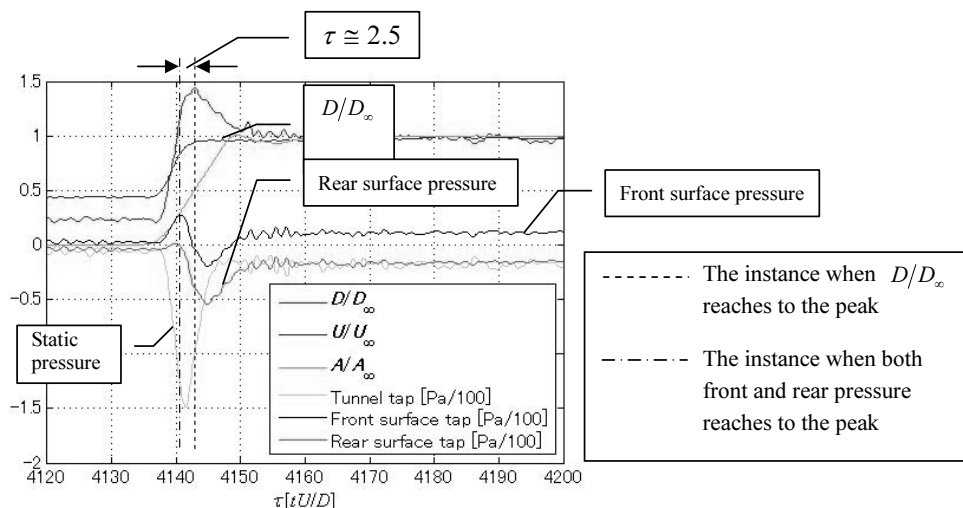


図5 風速急増時の表面圧力 (風洞内静圧との差圧, $B/D=5.0$, $U_{\infty}=4.06\text{m/s}$)

Fig.5 Transient surface pressure (pressure difference between static pressure in wind tunnel)

図6には、図5の圧力波形に対して、風洞内静圧を差し引く以前の正味の圧力の過渡状態を示す。前面、背面の正味の圧力は、風洞内静圧とほぼ同時刻に同様に大きく低下し負のピークを示すことがわかる。破線、一点鎖線は図5と同じ抗力および前面・背面の圧力 ($p-p_0$) のピーク発生時刻をそれぞれ示している。前面圧力 ($p-p_0$) のピーク発生時には、前面、背面の正味の圧力は風洞内静圧と同様に低下する過程であることから、図5の前面圧力 ($p-p_0$) のピーク発生はこの時点で風洞内静圧の低下がより速やかであり、その度合いが両面正味圧力の低下を上回るため、一時的に両面の風洞内静圧との差 ($p-p_0$) は正のピークを示すものと理解される。

風洞内静圧が負のピークを示した後、圧力が回復し定常値へ漸近する過程でも、静圧の回復の方が速やかであるために両面の静圧との差 ($p-p_0$) が負の値を示す時間帯が現れている。図6より、図中破線の抗力のピーク発生時刻は、前面と背面両面の圧力差、すなわち

$$(p-p_0)_{front} - (p-p_0)_{rear} = p_{front} - p_{rear} \quad (1)$$

が最大となる瞬間であり、このとき両面の正味の圧力 (p) はともに回復過程にあることから、前面

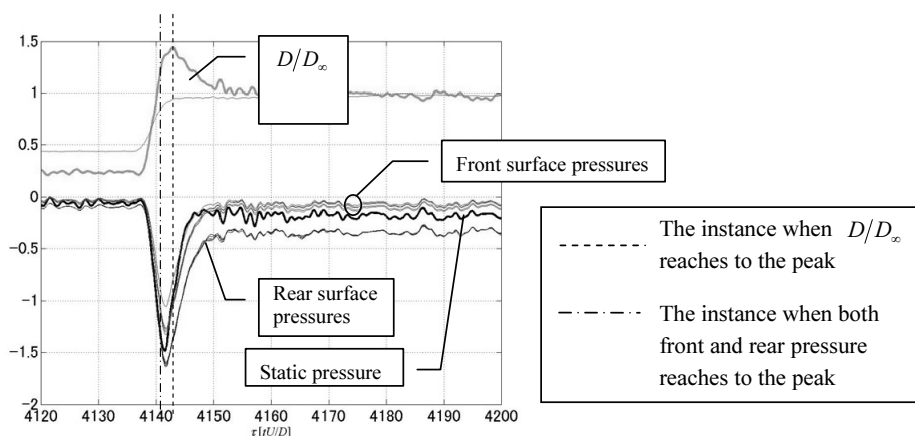


図6 風速急増時の表面圧力 (正味の表面圧力 $B/D=5.0$, $U_\infty=4.06\text{m/s}$)

Fig.6 Transient surface pressure (net pressure)

に比べて背面の圧力の回復が相対的に若干穏やかであり、抗力にピークを生じさせているものと推定される。背面の圧力回復の緩慢さは、換言すれば背圧が低圧を保持する時間が相対的に長いとも考えられ、風速急増時に発生する物体背後の双子渦状の循環流れがこの背面の低圧保持に密接に関連するものと考えられる。別途実施された流れの可視化実験より、この双子渦状の循環流れの発生を確認している。

ところで、2次元矩形断面模型のように宙に浮いた状態の物体に作用する抗力は、式(1)に示すように風洞内静圧の過渡特性が前面と背面で打ち消し合い、上下面の摩擦力を無視すれば、単に前面と背面の圧力差が抗力に相当することになる。各面の圧力の絶対値や、地面の影響を受ける物体に発生する空気力を議論する場合には注意を要する。また、風洞内静圧の流下方向分布に顕著な非一様性が存在する場合には、抗力の絶対値に影響が現れる可能性があることに留意する必要がある。

実際の竜巻通過時の静圧（大気圧）は、中心の気圧が低く、外周ほど圧力が増加する空間分布を保ちながら移動するものと考えられ、ある定点で観測される大気圧と風速の時間変化は、竜巻中心との相対位置や移動速度、竜巻の規模に応じたある関係を保ちながらも、見かけ上両者はある時間遅れをもった時刻歴を示すものと思われる。した

がって、実際の竜巻通過時における構造物に作用する非定常空気力の評価には、構造物の大きさのみならず、大気圧の時間変化を考慮する必要がある。

図7, 図8には $B/D=0.5$ 矩形断面の表面圧力の過渡特性を示す。図7より、前面のみならず背面の圧力 ($p-p_0$) にも明確な正のピークの発現が見られる。この原因は、前述の $B/D=5.0$ 矩形断面と同様に、風洞内静圧の急激な、かつ両面の圧力変化に比べてより迅速な変化に起因するものと考えられることに加え、両面間の距離が $B/D=5.0$ 矩形断面より短く、両面の圧力変化がより似た特性を示すことによるものとも考えられる。抗力のピークが発生する時刻に関しては、前述の通り $B/D=5.0$ 矩形断面よりもより時間遅れが顕著であり、風洞内静圧が負のピークを示した後、定常値へ漸近する過程で発生している。一方、 $B/D=5.0$ 矩形断面では前述の通り、風洞内静圧の負のピーク発生直後に抗力のピークが現れている。 $B/D=0.5$ 矩形断面のこのようなピーク発生の時間遅れは、同様に風速急増時に発生する断面背後の双子状の大きな渦構造に密接に関連するものと思われる。すなわち、双子渦の発生は背面の低圧を持続させる効果をもつものと考えられ、双子渦の発生が比較的小規模な $B/D=5.0$ に比較して抗力のピーク発生時刻の遅延効果に大きく寄与しているものと考えられる。

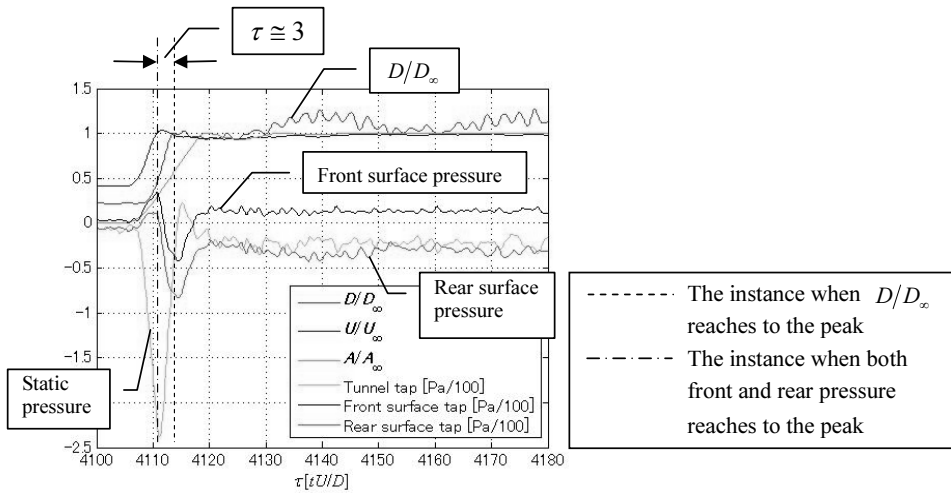


図7 風速急増時の表面圧力 (風洞内静圧との差圧, $B/D=0.5$, $U_\infty=3.97(\text{m/s})$)

Fig.7 Transient surface pressure (pressure difference between static pressure in wind tunnel)

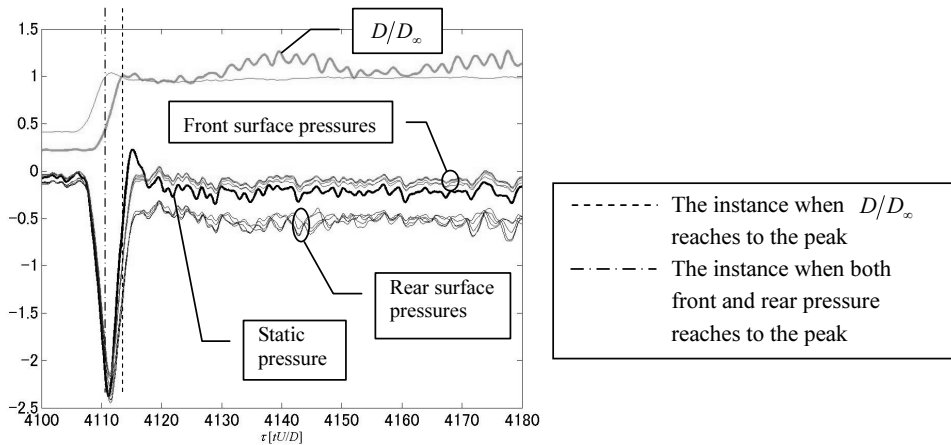


図8 風速急増時の表面圧力 (正味の表面圧力, $B/D=0.5$, $U_\infty=3.97\text{m/s}$)

Fig.8 Transient surface pressure (net pressure)

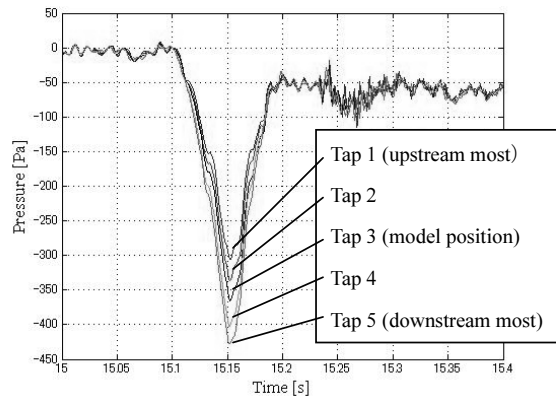


図9 風速急増時の風洞内静圧の過渡特性 ($U_\infty=8.77\text{m/s}$)

Fig.9 Transient static pressure in wind tunnel

図9には模型を設置しない状態で、風洞床面の圧力を流下方向の5カ所で計測した波形を示す。図中 Tap 1 が最も上流であり、以下数字の順に最下流が Tap 5 である。模型設置位置は Tap 3 である。これより、風洞内静圧は圧力孔ごとにその絶対値に差がみられるものの、その時間変化は流下方向にほぼ同時であり、風速の急増は風洞内気流が一斉に動き、波動伝播的な風速変化はないものと推測される。なお、静圧の負のピーク発生時に計測される流下方向の圧力差をもとに最も断面幅の大きな $B/D=5.0$ の抗力ピーク値との対応を調べた結果、風洞内静圧差による抗力への寄与はピーク値の約 30% 程度であることが明らかとなり、抗力ピークの発生原因には前述の風洞内静圧変化との時間差やさらに他の要因の存在が示唆される。

なお、一連の圧力計測で同時測定した風洞内静圧は Tap 1 における圧力である。

4. Inertia force

風速が急変する際に物体に作用する流体力として次式で表される Inertia force が挙げられる。

$$F_D = \rho V_o C_m \frac{dU}{dt} + \frac{1}{2} \rho U^2 C_D A \quad (2)$$

ただし、 C_m : inertia force coefficient, C_D : 抗力係数, V_o : 物体の体積 [m^3], A : 投影面積 [m^2] ($A = D\ell$, ℓ : 物体スパン長 [m]), ρ : 空気密度

[kg/m^3], dU/dt : 風速の時間変化率 [m/s^2]

Inertia force coefficient C_m は、風速急変の初期段階で流体の移流、拡散過程が十分に発達しない時点で、流下方向の圧力勾配 $-dp/dx$ が流速の時間変化率とバランスすることによる抗力成分と、物体形状を反映した成分との和から説明されており、物体の断面形状が扁平であるほどその値が大きい。本研究で対象とした断面では $B/D=5.0$ 矩形断面で $C_m = 3.0$, $B/D=0.5$ で $C_m = 2.3$ である¹⁴⁾。図10には $B/D=5.0$ 矩形断面および 0.5 矩形断面を対象に、これらの C_m と実測された風速の時間波形をもとに、式(2)により抗力の時間変化を算出し、実験値と共にプロットしたものを示す。両断面ともに計算値は実験値を比較的良好に表しており、野村ら⁹⁾が指摘するように、抗力のピークには Inertia force の寄与も存在するものと考えられる。

5. 過渡揚力

図11に迎角 $\alpha = 10^\circ$ の正方形断面の過渡揚力を風速の時間波形と共に示す。波形は、同一条件下で計10回の生波形を風速の立ち上がりの時間をそろえてアンサンブル平均をとり、さらにカルマン渦を除去するために20Hzのローパスフィルタを通じた後のものである。白石、松本ら¹²⁾の結果と同様に down lift 方向の準定常値に漸近する前に正

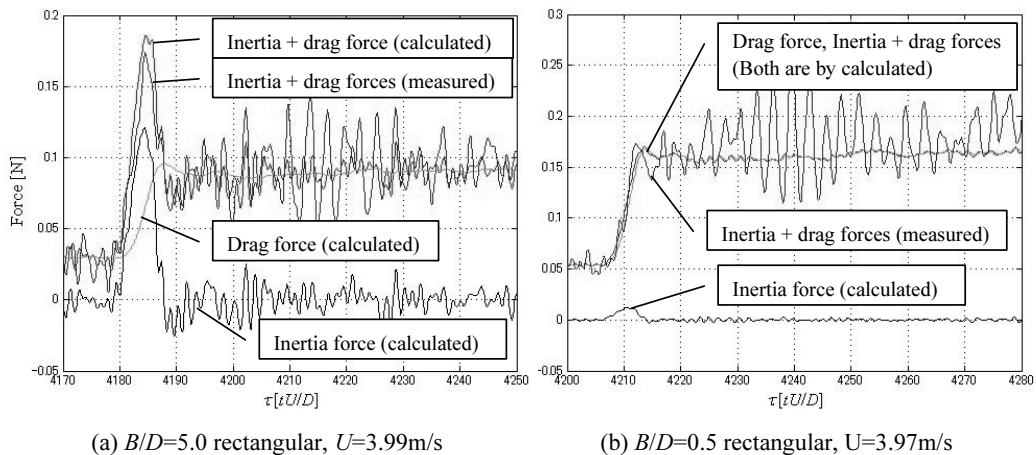


図10 inertia force を考慮した風速急増時の抗力

Fig.10 Transient drag force taking inertia force into account

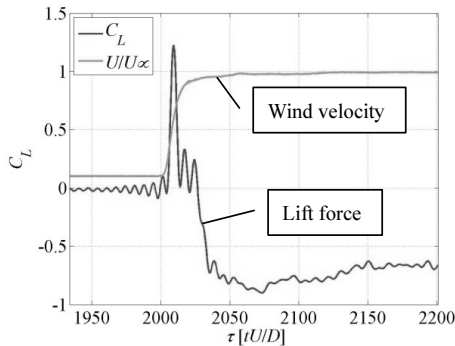


図 1 1 風速急増時の過渡揚力

($B/D=1.0$, $\alpha=10\text{deg.}$, rectangular, $U=4.00\text{m/s}$)

Fig.11 Transient lift force due to sudden increase of wind velocity

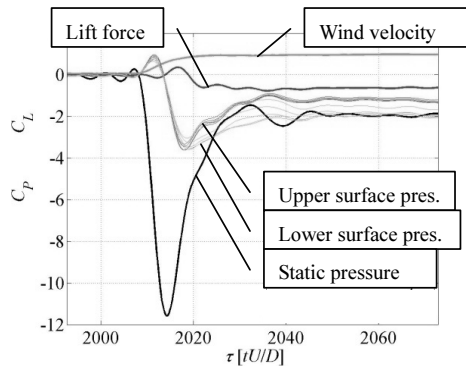


図 1 2 風速急増時の表面圧力

(風洞内静圧との差圧, $B/D=0.5$, $\alpha=10\text{deg.}$, $U_\infty=4.01\text{(m/s)}$)

Fig.12 Transient surface pressure (pressure difference between static pressure in wind tunnel)

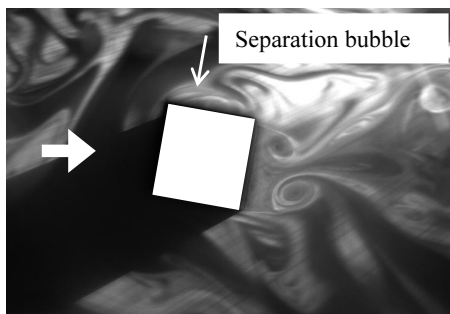


図 1 3 揚力ピーク発生時の流れ

($B/D=0.5$, $\alpha=10\text{deg.}$, $U_\infty=4\text{(m/s)}$)

Fig.13 Flow pattern at the instance when the lift force indicates positive (upward) peak

のピーク (up lift) が発生する過渡特性が得られている。ただし、正のピーク発生前後の波形にみられる振動がローパスフィルタによるものと判断されることから、ピークの鋭さにもその影響が及んでいる可能性があり、以下は定性的な議論に留めるものとする。

図 1 2 には、同じ条件で計測された風速急増時の模型上面および下面の圧力 (風洞内静圧との差圧) を示す。また、同図中の揚力は上下両面の圧力の差より算出したものである。図より、揚力ピーク発生時には上面圧力が一時的に下面圧力より低下することが確認できる。揚力ピーク発生後は下面圧力が上面圧力より低い値を示し, down lift を示しながら準定常値へ漸近している。図 1 3 に揚力が正のピークを示す瞬間の流れの可視化画像を示す。画像の左下方向に延びる黒い領域は模型の影に相当する。風速の急増にしたがって模型背後に双子渦状の回転流れが明確に確認でき、下面側の渦の方がやや規模が大きく、上面側の渦より若干先行して流下する様子が見える。一方、風速増加に伴い断面上下両面の剥離流れはそれぞれ再付着し剥離バブルを形成するものの、次第にその規模が大きくなり、やがて再付着せずにそのまま後流へ達する完全剥離流れへと発達する。図に示す揚力ピーク発生時にはまだ側面への再付着が持続しており、とくに上面側の剥離バブルが下面よりも規模が大きく発達していることが確認された。前述の上面側圧力が下面側圧力より一時的に低下し、揚力のピークを発生させていることと、この上面側に発達する剥離バブルが対応するものと考えられる。

6. まとめ

本研究で得られた結論を以下に列挙する。

- 1) $B/D=5.0$ および 2.0 の矩形断面では、風速が立ち上がる途中で抗力にピークが発生することが明らかとなった。このピークの発生原因は、背面側の圧力が低圧を示す持続時間が前面側の圧力より長いことによるものと判断され、さらに背面側の低圧持続には風速急増時に断面背後に形成される双子渦状の循環流れが密接に関連するものと推察される。

- 2) $B/D=0.5$ 矩形断面および円柱では、断面背後の双子渦状の循環流れがより明確であり、低圧保持に与える影響が相対的に大きくなることから、抗力発生時刻が扁平な断面よりやや遅れ、風速がほぼ定常値に達する時点でピークが発生するものと判断される。
- 3) 風速値の時間微分に比例する Inertia force の影響も矩形断面の断面辺長比が大きいほど顕著であり、上述の背面低圧保持と共に、抗力のピークが発生する一因と判断される。
- 4) 微小迎角をもつ正方形断面の揚力が風速急増時に正 (up lift) のピークを示す理由は、風速急増時のみ現れる上面側の剥離バブルによるものと考えられる。

謝 辞

本研究の一部は科学研究費（基盤研究(B)，課題番号 21360213）により実施された。

参考文献

- 1) 気象庁パンフレット「竜巻等突風災害とその対応」
<http://www.jma.go.jp/jma/kishou/books/tornado/tornado2.jpg>
- 2) 道路橋示方書・同解説，I 共通編，(社) 日本道路協会，平成 14 年 3 月
- 3) 建築物荷重指針・同解説 (2004)，日本建築学会，2004
- 4) 田村幸雄 (研究代表者)：竜巻等の実態および発生予測と対策，平成 19 年度科学技術振興調整費研究成果報告書，2008
- 5) Niino, H., Fujitani, T. and Watanabe, N.: A Statistical Study of Tornadoes and Waterspouts in Japan from 1961 to 1993, *Journal of Climate*, vol.100, pp.1730-1752, 1997
- 6) J. D. Stevenson, Y. Zhao: Modern Tornado Design of Nuclear and Other Potentially Hazardous Facilities, *Nuclear Safety*, Vol.37, No.1, pp.49-72, 1996
- 7) T. Sarpkaya: A Analytical Study of Separated Flow about Circular Cylinders, *Transactions of the ASME, J. of Basic Engineering*, pp.511-520, 1968
- 8) S. Taneda: The Development of the Lift of and Impulsively Started Elliptic Cylinder at Incidence, *J. of Physical Society of Japan*, vol.33, pp.1706-1711, 1972
- 9) T. Nomura, N. Kitamura, T. Kitagawa: Characteristics of Unsteady Drag on a Square Cylinder under Sudden Change of Wind Speed, *Computational Wind Engineering*, 2000
- 10) M. Matsumoto, M. Shimamura, T. Maeda, H. Shirato, T. Yagi, K. Hori, Y. Kawashima, M. Hashimoto: Drag Forces on 2-D Cylinders due to Sudden Increase of Wind Velocity, *Proc. of the 12th Int. Conf. on Wind Engineering*, pp.1727-1734, 2007
- 11) T. Takeuchi, J. Maeda, T. Hayata, H. Kawashita: Effects of Section Size on Aerodynamic Forces on an Elliptic Cylinder under Short-Rise-Time Gusts, *Proc. of the 7th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering (APCWE VII)*, pp.731-734, 2009
- 12) 白石，松本，北川：風速が急変する場合の物体に作用する空気力，第 7 回風工学シンポジウム論文集，pp.107-114，1982
- 13) H. Shirato, K. Maeta, Y. Kato, Y. Takasugi: Transient Drag Force on 2-D Bluff Bodies under Gusty Wind Condition, *Proc. of the 7th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering (APCWE VII)*, pp.735-738, 2009
- 14) G. Clauss, E. Lehmann, C. Ostergaard: *Offshore Structures*, Springer Verlag, 1994